

FIG. A

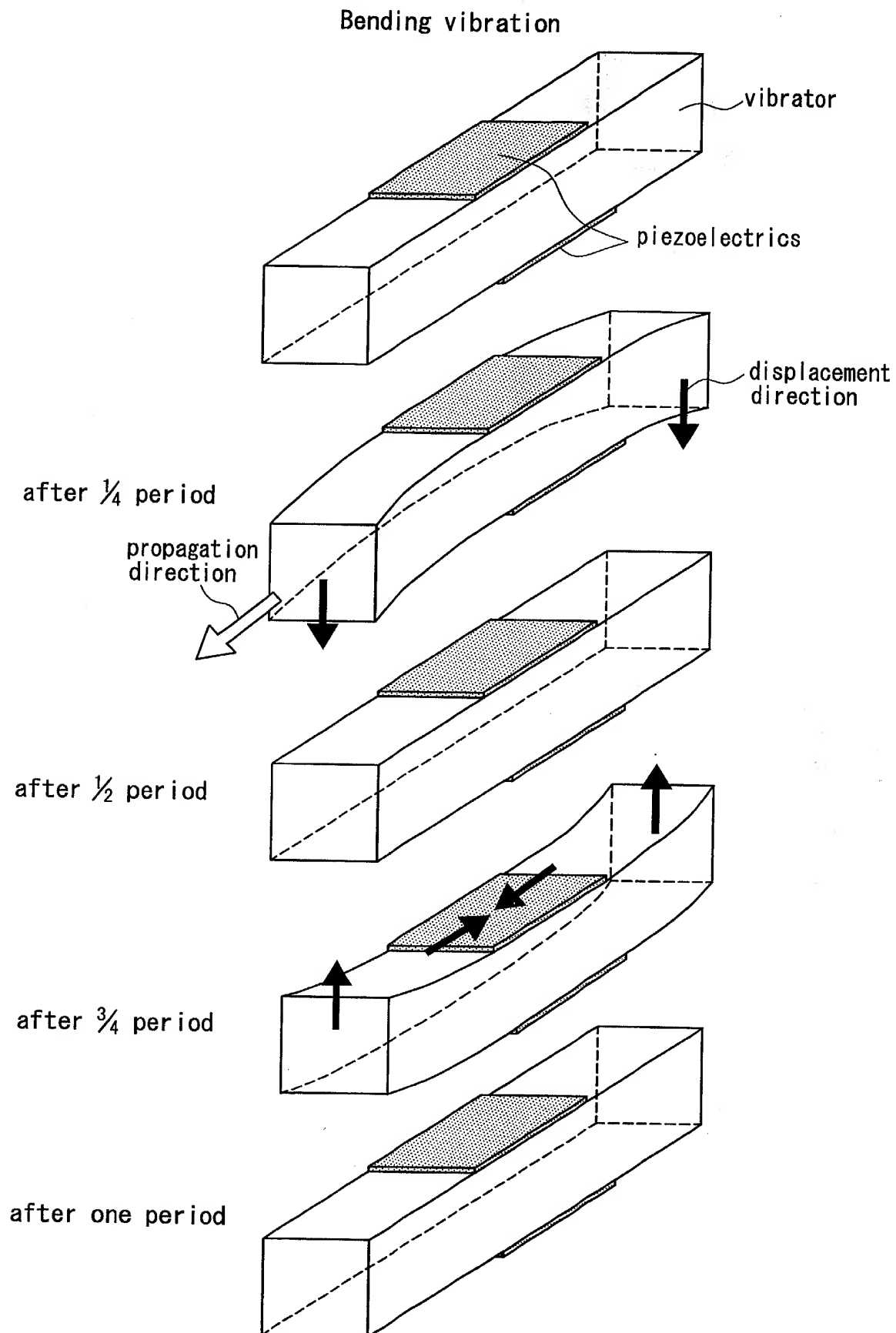


FIG. B

これは一自由端に適當な付加質量を付して、振動子の共振その他の諸特性を制御するようにしたものである。この振動子は浮動型であるので、振動子に直接静圧を受けることはない。またこの場合の ω_0 の等価回路は、振動子全体の運動があるので図 3-79 で m_0 枝路を有するものとなる。付加質量を 0 (すなわち $q=0$) にすると (2) の両端自由で、機械端子を一自由端にとった場合の式が導き出される。

4 複合型

圧電体を 2 枚の弾性板の間に挟んだもので、弾性板の無いときに比べて共振周波数をずっと低くすることができる。左の図は複合効果の場合を示している*。またこれを基本にすれば図 3-81 のような非対称型振動子の共振状態における解を得ることができ、すなわち図の P 点が振動の節であるとする。この場合の振動は P 点において二つに分けられ、それぞれ一端を固定した複合板が二つ P 点において接合されたものと考えられる。図の II 部の方の記号は ' をつけると、II 部の解を表に示したものと一致したものを与えられる。接合点における力が相等しいことから比例係数 λ と λ' との間には

図 3-81 非対称型複合板

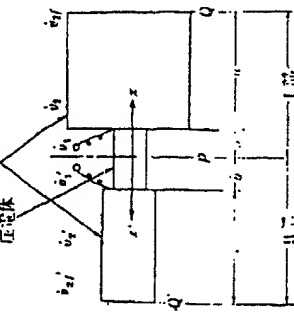


図 3-81 非対称型複合板

の図解があり、これで振動の分布が定まる。次に図の Q 端面を機械端子にとったときの等価質量 m_e は、I 部、II 部の等価質量をそれぞれ m, m' とし、Q, Q' 端面の速度をそれぞれ $v_Q, v_{Q'}$ とすると $v_Q = \lambda \sin \omega_0 b/c_1$, $v_{Q'} = \lambda' \sin \omega_0 b'/c_1'$ で、

$$\lambda' = \frac{Z_0 \cos(\omega_0 a/c_2)}{Z_0' \cos(\omega_0 a'/c_2')} \quad (3-9-22)$$

この場合の力係数 A_1 は 3-8-1 の (3-8-8) 式を用いて計算して

$$m_e = m + m' \left(\frac{v_{Q'}}{v_Q} \right)^2 \quad (3-9-23)$$

$$A_1 = \left\{ 1 + \frac{Z_0}{Z_0'} \frac{\sin \omega_0 b'/c_1'}{\sin \omega_0 b/c_1} \right\} \cos \frac{\omega_0 a}{c_2} \frac{S}{b+b'} e \quad (3-9-24)$$

となる。特に II 部が $\lambda/4$ 共振のときは上式で $a'=0$, $\omega_0 b'/c_1' = \pi/2$ とおけばよい。

* この振動子は角型共振器 (3-3 節) と振動の様式が同じで、そこで定められている種々の記号はこの場合にも通用できる。例えば $\omega_0/c_1 = (\pi/2)/a$, $\omega_0 b/2 = (\pi/2)/\beta$ とおくと式 $\tan(\pi/2)\beta = \tan(\pi/2)\beta = k$ となり図解が利用できる。

20) 飯山十一, 櫻井昇, L 型圧電振動子の設計, 明治大学誌 (昭和 16 年 11 月)。

21) L. Camp, Lamination Designs for Magnetostrictive Underwater Electroacoustic Transducers, J.A.S.A., 20, No. 5, (Sept., 1918) 616.

3-9 各種圧電振動子

3-9-2 厚み振動子

図 3-82 に示すように電界の方向に振動する振動子で、厚さが長さ、幅に比べて小さいときは、共振は厚さだけで定まり、変位は厚さの方向だけに生じこれと直角の方向にはほとんど生じないとみなされるので、この共振周波数 f_n を定める弾性定数はヤング率 ($1/E_1$) でなく、他方向に変位を許さないとしたときの弾性定数 c_{11} で、 f_n は

$$f_n = \frac{n}{2t} \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad (n=1, 3, 5, \dots) \quad (3-9-25)$$

この振動子は電界の方向に振動変位が起きるので、3-8-1 (1) に述べたような変位が起きるがその結果は上式が近似的に正しいことがわかる。また両自由面に関する力係数 A は、 S を電極面積、 e を厚さの方向の圧電応力定数とする

$$A = (2S/e) e \quad (3-9-26)$$

両自由面に関する等価質量は全質量の $1/2$ である。

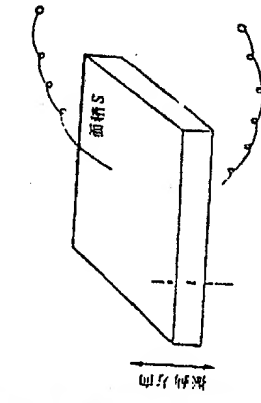


図 3-82 厚み振動子

水晶 X 板

水晶の x 軸に直角に切った板 (図 3-83) は E_x という電界により x 方向の歪を生ずるので、厚み共振を生じ 0.5~30 Mc の超音波発生用に広く用いられる。定数は表 3-15 に記してある。

水晶 X 板で数 μ の共振を得るには、厚さを相当厚くしなければならぬ。これを選けるために 2 枚の弾性板の間に水晶 X 板を多数モザイク状に嵌んで接着した振動子が用いられた。これをランジバン型振動子という。水晶のかわりにチタン酸バリウム陶瓷を用いれば、1枚ですむので、共振周波数は 100 Mc 以上まで選ばれる。これについて 3-10-3 に述べる。

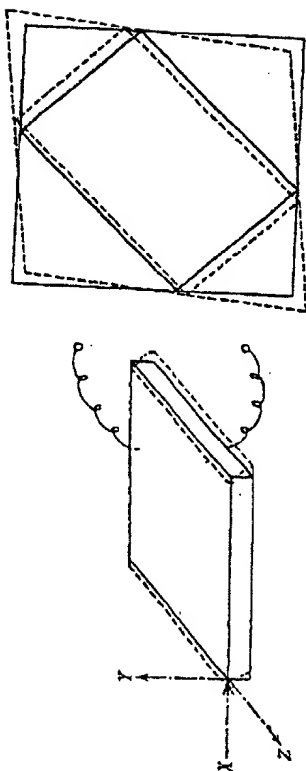
3-9-3 じり振動子

これには、厚みじり (thickness shear) と面じり (face shear) の二つの様式がある。

(1) 厚みじり振動子

22) 古賀忠現, 圧電素子と共振器, オーム社 (昭和 13 年)。

図 3-84 に示すように電極の面に平行な方向に振動する。厚さがこれと直角の寸法に比して小さければ、共振周波数 f_n は厚さ l だけで定まり (3-9-25) 式で与えられる。このとき c_l は剪断の弾性定数で、水晶の場合 E_y なる電界により xy 面が歪むので c_{xy} である。力係数も (3-9-26) 式と形は同じで、等面質量も全質量の $1/2$ である。水晶 Y 板は Y 軸に直角に切った板で (図 3-83)、周波数定数は約 192 kc-cm、結合係数 $k=0.14$ である。

図 3-84 厚さ l の板

(2) 面より振動子

これは図 3-85 に示すように、矩形の面が変形になるような振動を行ない、周辺の寸法によって共振が定まるので輪郭振動子とも呼ばれる。共振 f_n は結合振動のない場合には近似的に

$$f_n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}} \quad (3-9-27)$$

で与えられる。ここに a, b はそれぞれ長さ、幅、 m, n は振動様式を表わす数で、基本振動では $m=n=1$ である。 μ は剪断の弾性定数で、水晶 Y 板に於いては E_y なる電界により xy 面が歪む面より振動を行ない、このとき $\mu=c_{xy}$ である。ロジセル塩、ADP も面より振動を行なうが、45° 板にすれば図 3-85 点線に示すように伸び振動を行なわせることができる。

(3) 温度係数の小さい水晶振動子

図 3-83 に示す水晶振動板において Y 板に似て、その厚みの方向を x 軸のまわりに回転させて得られる振動子は、温度係数が小さいので、発振器の周波数制御に多く用いられる。AT 板、BT 板は厚みより振動で、基本共振が 15 Mc 位迄のものがある。CT 板、DT 板は面より振動で数百 kc のものが得られる。最も温度係数の良い振動子は GT 板で、厚さの方向を x 軸のまわりに回転して、更に矩形面の方向を 45° 回転したものでより振動を行なう。

図 3-85 面より振動子

3-9 各種圧電振動子

347

きるが、これらは液体の入り粘性および剪断弾性を測定するのに用いられる (I 編 5-6 参照)。

3-9-5 握み振動子

水晶、ロジセル塩、ADP など微効果のある振動子の電極を分割して極性をかえて駆動すれば、上面は伸び下面は縮むから、握み振動を起す。普通両端から 0.224 l の節点のところに支持し 1~20 kc 位の共振が得られる。

(1) バイモルフ振動子

長さの方向に伸び縮みする圧電板 2 枚を貼り合わせて、一方の板が伸びるとき他方の板が縮むようにすると、握み振動を行なう (図

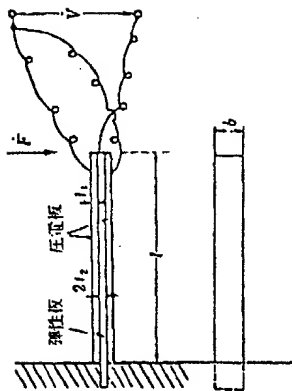


図 3-87 握み型 (バイモルフ) 圧電振動子

図 3-17 握み型 (バイモルフ) 圧電振動子

周波数	一端固定・一端自由	両端自由	両端支持	両端固定
振動モード	自由端	自由端	固定端	固定端
共振周波数における変位 $u(x)$ (mm)	$u_1 = 0.224l$	$u_1 = 0.224l$	$u_1 = 0.224l$	$u_1 = 0.224l$
変位の分布 $u''(x)$ (mm)	$u''_1 = 0.224l$	$u''_1 = 0.224l$	$u''_1 = 0.224l$	$u''_1 = 0.224l$
共振周波数	$\omega_1 = 1.073$ $\omega_2 = 4.69$ $\omega_3 = 7.85$	$\omega_1 = 1.73$ $\omega_2 = 10.99$	$\omega_1 = \pi$ $\omega_2 = 3\pi$	$\omega_1 = 1.71$ $\omega_2 = 10.99$
共振周波数における等価質量 m_e (M_0 は静質量を意味)	$\frac{1}{3} M_0$	$\frac{1}{3} M_0$	$\frac{1}{3} M_0$	$m_1 = 0.397 M_0$ $m_2 = 0.49 M_0$
共振状態における等価スプリング	$\frac{a^3 E_y}{4l^3}$	$\frac{a^3 E_y}{4l^3}$	$\frac{a^3 E_y}{4l^3}$	$s_1 = \frac{a^3 E_y}{4l^3}$ $s_2 = \frac{a^3 E_y}{4l^3}$ $s_3 = \frac{a^3 E_y}{4l^3}$
力係数	$q_1 = 1.71$ $q_2 = 18.3$ $q_3 = 7.85$	$q_1 = 1.73$ $q_2 = 18.3$	$q_1 = \pi$ $q_2 = 3\pi$	$q_1 = 1.71$ $q_2 = 10.99$
共振周波数における変位 $u(x)$ (mm)	$u_1 = 0.224l$	$u_1 = 0.224l$	$u_1 = 0.224l$	$u_1 = 0.224l$
変位の分布 $u''(x)$ (mm)	$u''_1 = 0.224l$	$u''_1 = 0.224l$	$u''_1 = 0.224l$	$u''_1 = 0.224l$
共振周波数	$\omega_1 = 1.073$ $\omega_2 = 4.69$ $\omega_3 = 7.85$	$\omega_1 = 1.73$ $\omega_2 = 10.99$	$\omega_1 = \pi$ $\omega_2 = 3\pi$	$\omega_1 = 1.71$ $\omega_2 = 10.99$
共振周波数における等価質量 m_e (M_0 は静質量を意味)	$\frac{1}{3} M_0$	$\frac{1}{3} M_0$	$\frac{1}{3} M_0$	$m_1 = 0.397 M_0$ $m_2 = 0.49 M_0$
共振状態における等価スプリング	$\frac{a^3 E_y}{4l^3}$	$\frac{a^3 E_y}{4l^3}$	$\frac{a^3 E_y}{4l^3}$	$s_1 = \frac{a^3 E_y}{4l^3}$ $s_2 = \frac{a^3 E_y}{4l^3}$ $s_3 = \frac{a^3 E_y}{4l^3}$
力係数	$q_1 = 1.71$ $q_2 = 18.3$ $q_3 = 7.85$	$q_1 = 1.73$ $q_2 = 18.3$	$q_1 = \pi$ $q_2 = 3\pi$	$q_1 = 1.71$ $q_2 = 10.99$

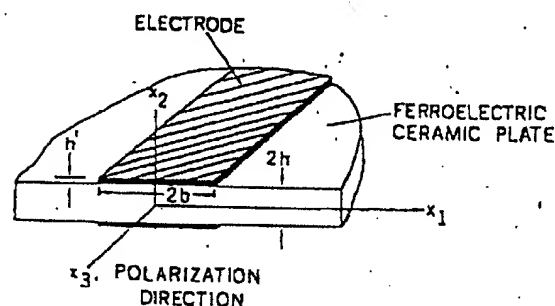


Figure 5.3. A thin ferroelectric ceramic plate polarized along x_3 with infinite strip electrodes along x_3 .

section, this permits us to work with modified Hankel functions of the first kind, rather than the more complicated second kind.) This sign change also necessitates reversing the sign of the loss or imaginary components of the material coefficients in Equations 1.33 and 1.45: Power dissipation P_d in Equation 1.44 is not invariant to the transformation $e^{i\omega t} \rightarrow e^{-i\omega t}$ (i.e., $\omega \rightarrow -\omega$) unless this sign reversal in the material coefficients is made as well.

We shall search for thickness-twist type wave solutions of the equations of motion in which propagation is along x_1 , u_3 and ϕ are nonzero, and u_1 and u_2 are zero.* The solutions we seek for the nonzero variables u_3 and ϕ will depend on x_1 and x_2 . Subject to these restrictions, we find the nonzero strains are S_4 and S_5 ,

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0 & S_2 &= \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0 & S_3 &= \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0 \\
 S_4 &= \frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} = \frac{\partial u_3}{\partial x_2} & S_5 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \\
 S_6 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = 0
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Similarly, the nonzero electric fields are E_1 and E_2 ,

$$E_1 = -\frac{\partial \phi}{\partial x_1} \quad E_2 = -\frac{\partial \phi}{\partial x_2} \quad E_3 = -\frac{\partial \phi}{\partial x_3} = 0 \tag{5.2}$$

* Thickness-twist wave solutions resemble thickness-shear solutions in that both have particle displacement and propagation in the plane of the plate. However, in thickness-twist solutions, displacement and propagation are perpendicular, whereas they are parallel in thickness-shear solutions (see Figure 11 of Reference 111).